

*На правах рукописи*



**НЕВЗОРОВА ЮЛИЯ ВЛАДИМИРОВНА**

**СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В БРЭГГОВСКОЙ СРЕДЕ С УГЛЕРОДНЫМИ  
НАНОТРУБКАМИ**

01.04.05 – Оптика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Волгоград – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Волгоградский государственный университет».

Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор Белоненко Михаил Борисович.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Калининградского филиала МИИТ ФГБОУ ВО «Московского государственного университета путей сообщения Императора Николая II» Устинов Николай Витальевич;

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФГБУН «Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского» Никифоров Виктор Геннадьевич.

Ведущая организация – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

Защита состоится «16» июня 2016 г. в 15.20 часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 при «Казанском (Приволжском) федеральном университете» по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 16а, ауд. 110.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке им. Н.И. Лобачевского при Казанском (Приволжском) федеральном университете.

Автореферат разослан «\_\_»\_\_\_\_\_ 201 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Д.И. Камалова

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы.** Основным направлением развития физики в XXI веке, является физика полупроводниковых низкоразмерных, в том числе, наноразмерных структур. В подобных структурах движение элементарных частиц ограничено в двух или менее измерениях, таким образом происходит размерное квантование, в следствии чего, возникает целый ряд уникальных физико-химических явлений. Таким образом развитие физики наноструктур является следующим логическим шагом развития наукоемкого производства.

Особое место в этих исследованиях занимают наноструктуры на основе углерода. Одним из основных достоинств углеродных наноструктур является то, что меняя размеры и геометрию таких объектов появляется возможность управлять проводящими свойствами системы [1, 2], а также ее оптическими свойствами, что крайне важно для создания перспективных оптических приложений.

В последнее время все чаще научные группы привлекает исследование распространения импульсов различной длительности в искусственно смоделированных средах, например в фотонных кристаллах, брэгговских решетках [3], оптически левых средах и т.д.

Наноструктуры на основе углерода, в том числе углеродные нанотрубки, графен, и т.д., являются подходящей средой для распространения предельно коротких оптических импульсов [4-8]. Так было рассмотрено распространение предельно коротких импульсов в системе нанотрубок в присутствии внешнего магнитного поля и столкновение импульсов в массиве полупроводниковых нанотрубок. Также интерес вызывает распространение дискретных солитонов в волноводных структурах на основе чистых и примесных графена и углеродных нанотрубок.

В настоящей работе рассмотрены так называемые Брэгговские (щелевые) солитоны [9-11]. Ввиду того, что среда имеет периодически переменный показатель преломления световой импульс распространяется в ней медленнее, чем в среде с любым фиксированным показателем преломления. Это дает возможность строить на основе таких сред оптические линии задержки, которые находят важное применение, например, в фемтосекундной спектроскопии.

**Целью работы** является исследование возможности существования и особенностей динамики световых пучков в брэгговской среде из углеродных

нанотрубок. Достижение поставленной цели предусматривает решение следующих задач:

1. Разработка моделей углеродных структур для исследования распространения предельно короткого оптического импульса в брэгговской среде с углеродными нанотрубками.
2. Изучение распространения предельно короткого оптического импульса во внешнем магнитном и электрическом поле в брэгговской среде с углеродными нанотрубками.
3. Исследование влияния брэгговской решетки на взаимодействие двух предельно коротких оптических импульсов при столкновении.
4. Изучение распространения двумерных предельно коротких импульсов (световых пучков) в брэгговской среде с углеродными нанотрубками.

**Научная новизна.** В настоящей диссертации впервые получены следующие результаты:

1. Получено эффективное уравнение для динамики предельно коротких оптических импульсов, в случае, пространственно модулированного показателя преломления среды, в которую помещены углеродные нанотрубки.
2. Продемонстрирован эффект восстановления формы импульса в присутствии внешнего электрического поля и ее искажения в присутствии магнитного поля.
3. Установлена возможность распространения дискретного солитона в брэгговской среде и управления формой предельно короткого импульса.
4. Обнаружено устойчивое распространение двумерных предельно коротких импульсов в брэгговской среде и подтверждено, что они несут в себе информацию о среде.

**Методы исследований и достоверность результатов.** Достоверность основных положений и выводов диссертации обеспечивается использованием строгого математического аппарата теоретической физики, тщательным анализом физических принципов и построенных моделей, тестированием общих алгоритмов по результатам, полученных для частных случаев, совпадением результатов, полученных разными методами, качественным и количественным сравнением с существующими экспериментальными данными, сравнением с уже проанализированными и обоснованными результатами и выводами.

**Научная и практическая ценность работы.** В диссертационной работе

исследованы процессы распространения предельно коротких оптических импульсов в среде с пространственно модулированным показателем преломления на основе углеродных нанотрубок, которые интересны не только с фундаментальной точки зрения, но и с точки зрения возможных приложений. Установлены возможности распространения брэгговский (щелевых) солитонов, дискретных солитонов, а также двумерных световых пульс в брэгговской решетке с углеродными нанотрубками. Полученные результаты открывают новые перспективные возможности создания оптических сред, при помощи которых можно обрабатывать и управлять оптическими сигналами, оптических линий задержки, которые находят важное применение в фемтосекундной микроскопии и т.д., также полученные результаты могут быть использованы для моделирования волноводов на основе углеродных нанотрубок.

**На защиту выносятся следующие положения:**

1. Распространение предельно короткого оптического импульса устойчиво в брэгговской среде с углеродными нанотрубками. Предельно короткие оптические импульсы сталкиваются упруго при скоростях близких к скорости света в среде.
2. При воздействии постоянного электрического поля сужение импульса слабо зависит от типа углеродной нанотрубки и определяется величиной внешнего постоянного электрического поля.
3. Двумерные предельно короткие оптические импульсы (световые пули) устойчиво распространяются в брэгговской среде и несут информацию о ней.

**Апробация результатов.** Результаты, полученные в диссертации, докладывались на различных конференциях и семинарах среди которых: 14ая Всероссийская школа семинар «Волновые явления в неоднородных средах» памяти профессора А.П. Сухорукова (Московская обл., дер. Красновидово, 26-31 мая 2014 г.); Международная конференция Imaginenano: Bringing together Nanoscience&Nanotechnology (Bilbao, Spain, 10-13 March 2015), XXVII Симпозиум «Современная химическая физика» (г. Туапсе, пансионат «Маяк», 20 сентября – 1 октября, 2015); XII International Workshop on Quantum Optics (IWQO-2015) (Moscow, Troitsk, Russia, 11-16 August 2015); а также на конференциях и научных семинарах ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный университет».

**Личный вклад автора.** Содержание диссертации отражает личный вклад автора в опубликованные работы. Постановка задачи, выбор направления и

методов исследований осуществлялась автором совместно с научным руководителем. Основная часть теоретических расчетов выполнена непосредственно автором, а анализ и интерпретация результатов расчетов проведен совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. М.Б. Белоненко.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 138 наименований, содержит 111 страниц текста, 40 рисунков.

**Публикации.** По результатам диссертационного исследования опубликовано 6 работ, в том числе 4 статьи в журналах из списка ВАК РФ.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность работы, сформулированы цель, задачи исследования и положения, выносимые на защиту.

**Первая глава «Литературный обзор»** содержит обзор научных публикаций, посвященных исследованию структуры и свойств углеродных нанотрубок. Уделено внимание обзору исследований пространственно-временных солитонов или так называемых световых пульс. В завершающей части главы рассмотрена история развития пространственных решеток с переменным показателем преломления, в частности Брэгговских решеток.

**Вторая глава «Предельно короткие оптические импульсы в брэгговской среде с углеродными нанотрубками»** посвящена изучению распространения предельно коротких оптических импульсов в брэгговской среде с углеродными нанотрубками. Представлены результаты расчетов столкновения различных предельно коротких импульсов при различных параметрах брэгговской среды, а также в присутствии внешних электрического и магнитного полей.

Исследование электронной структуры УНТ, проводится в приближении сильной связи в рамках анализа динамики  $\pi$ -электронов. Дисперсионное соотношение для УНТ типа зигзаг  $(m,0)$  имеет вид [12]:

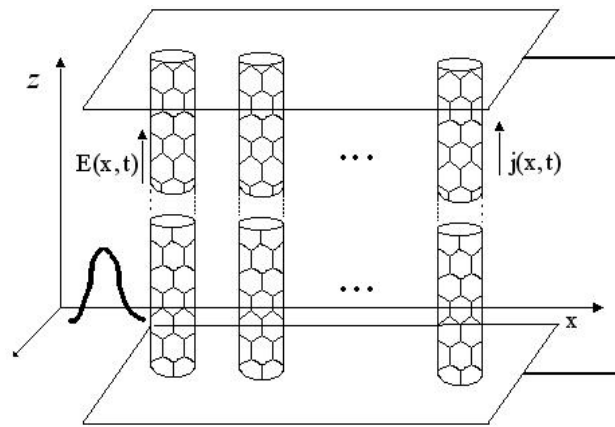
$$E(\mathbf{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}, \quad (1)$$

где  $\gamma = 2.7 \text{ eV}$ ,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.152 \text{ nm}$  – расстояние между соседними атомами углерода, а квазиимпульс  $\mathbf{p}$  задается как  $(p_z, s)$ ,  $s = 1, 2 \dots m$ .

При построении модели будем описывать электромагнитное поле импульса на основании уравнений Максвелла, в калибровке Кулона. Вектор-потенциал имеет вид:  $\mathbf{A} = (0, 0, A_z(x, t))$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} - \frac{n^2(x)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = 0, \quad (2)$$

где  $n(x)$  задает пространственное изменение показателя преломления,  $\mathbf{j}$  - ток, обязанный своему появлению воздействию электрического поля импульса на электроны в зоне проводимости УНТ. Здесь мы пренебрегаем дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях, перпендикулярных оси распространения, электрическим полем подложки, межзонными переходами. Поскольку типичный размер УНТ и расстояние между ними много меньше размера пространственной области, в которой локализован предельно короткий импульс, можно использовать приближение сплошной среды и считать ток распределенным по объему.



**Рис. 1.** Геометрия задачи, где  $j(x, t)$  – ток, вдоль оси УНТ,  $E(x, t)$  – электрическое поле импульса.

Поскольку типичное время релаксации для электронов в УНТ  $3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , то ансамбль электронов на временах типичных для задач динамики предельно короткого импульса (порядка  $10^{-14} \text{ с}$ ) можно описывать при помощи бесстолкновительного кинетического уравнения Больцмана.

Окончательно эффективное уравнение может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \frac{n^2(x)}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar} \sum_m c_m \sin\left(\frac{maq}{c} A_z(t)\right) = 0,$$

$$c_m = \sum_m a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\mathbf{p}) \quad (3)$$

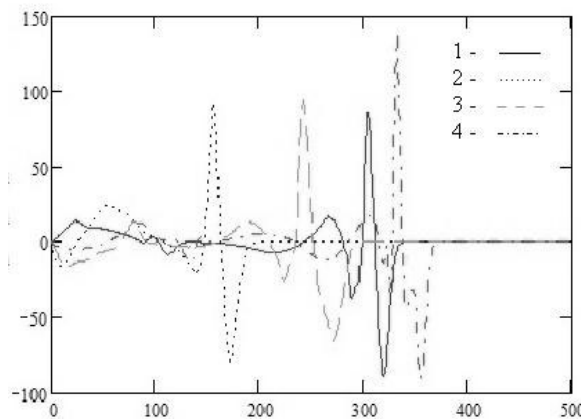
где  $F_0(\mathbf{p})$  – равновесная функция распределения ферми. Поскольку с ростом  $m$  коэффициенты  $c_m$  убывают, то в сумме в (3), для оценок, можно ограничиться первыми двумя слагаемыми и получить двойное уравнение sin-Gordon, из которого следует, что характер распада одиночного импульса сильно

зависит от его скорости. С увеличением скорости импульсы взаимодействуют более упруго и меньшая часть их энергии уходит в колебательные моды.

Уравнения (3) решались численно, при помощи прямой конечно-разностной схемы типа крест. Начальные условия на вектор-потенциал:

$$A_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\}, \quad \left.\frac{dA}{dt}\right|_{t=0} = \frac{2vx}{\gamma^2} A_0 \exp\left\{-\frac{(x-vt)^2}{\gamma^2}\right\} \quad (4)$$

Показатель преломления среды:  $n(x) = n_0(1 + \alpha \cos(2\pi x/\chi))$ .



**Рис. 2.** Эволюция предельно коротких оптических импульсов в фиксированный момент времени  $T=2,5$  пкс без брэгговской решетки (3); с ней (2); а также в моменты времени  $2T$  (1) и  $3T$  (4), при наличии решетки. По оси абсцисс отложено время в отн. ед., по оси ординат амплитуда в отн. ед.

Отметим, что решетка, как и следовало ожидать, приводит к искажению формы импульса вследствие интерференции волн, которые испытывают частичное "отражение". С этой же интерференцией связано и замедление бегущего импульса.

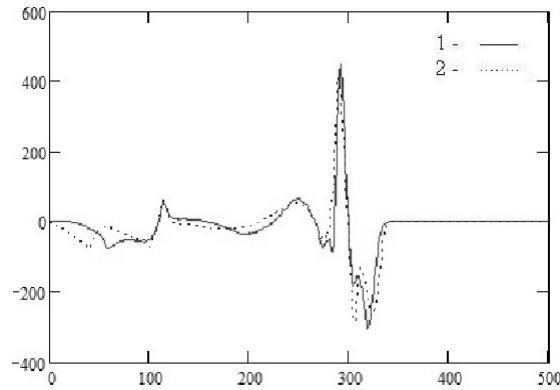
**Глава 3 «Предельно короткие оптические импульсы в брэгговской среде с углеродными нанотрубками во внешних электрическом и магнитном полях»** посвящена исследованиям распространения предельно коротких импульсов в брэгговской среде с углеродными нанотрубками в присутствии внешних электрического и магнитного полей.

Для углеродных нанотрубок типа zig-zag закон дисперсии электронов в присутствии магнитного поля параллельного оси нанотрубки есть:

$$\varepsilon_s(k_x, k_y, H) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(ap_z \frac{3ak_z}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right)}, \quad (5)$$

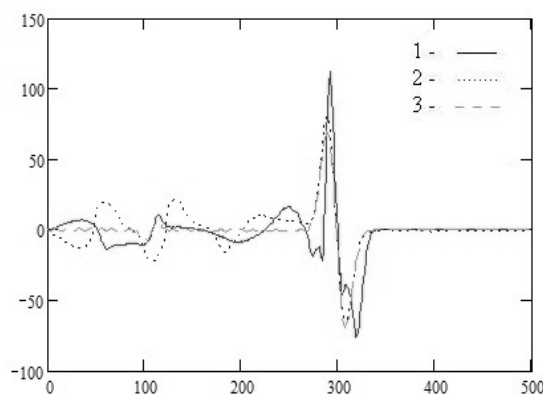


где  $a=1.4 \text{ \AA}$ ,  $k_z$  – волновой вектор вдоль оси трубки,  $k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}aM_0} \left( s + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)$ ,  $\Phi$  – магнитный поток через поперечное сечение трубки,  $\Phi_0 = \hbar c/e$ ,  $s = 1, 2, \dots, 2M_0$ ,  $M_0$  – количество гексагонов по периметру нанотрубки.



**Рис. 3.** Эволюция предельно коротких оптических импульсов в фиксированный момент времени  $T = 2.5$  пкс, в присутствии брэгговской решетки во внешнем магнитном поле (2) и без него (1). По оси абсцисс отложено время в отн. ед., по оси ординат амплитуда в отн. ед.

Влияние магнитного поля сводится к изменению формы предельно короткого оптического импульса вследствие изменения закона дисперсии, описываемого соотношением (5). Магнитное поле, приложенное параллельно оси углеродной нанотрубки, изменяет закон дисперсии, что соответственно влияет на характер «развала» предельно короткого импульса и соответственно изменяет его форму (рис. 3.).



**Рис. 4.** Эволюция предельно коротких оптических импульсов в фиксированный момент времени  $T = 2.5$  пкс, в отсутствии внешнего электрического поля (1), под воздействием поля (2) и полем большим в 10 раз (3). По оси абсцисс отложено время в отн. ед., по оси ординат амплитуда в отн. ед.

Постоянное внешнее электрическое поле оказывает стабилизирующее действие и сужает импульс переменного электромагнитного поля по сравнению с случаем отсутствия постоянного поля. Это можно связать с тем фактом, что в присутствии постоянного поля в спектре электронов возникает так называемая «штарковская лестница» и электроны могут изменять свою энергию только на величину пропорциональную разнице соседних уровней энергии данной лестницы. Это приводит к уменьшению эффективной дисперсии электронов, а значит, в свою очередь, к уменьшению дисперсионного расплывания импульса переменного электрического поля. Начиная с некоторой величины постоянного поля импульс переменного электрического поля, перестает сужаться и начинает распространяться в стационарном режиме. Качественно такое поведение можно объяснить конкуренцией между процессами дисперсионного «развала» импульса в отсутствие постоянного поля и движением электронов по «штарковской лестнице».

**В четвертой главе «Распространение дискретных солитонов и двумерных световых пуль в брэгговской среде с углеродными нанотрубками»** содержит результаты расчетов эволюции дискретных солитонов, а также распространение двумерных световых пуль в брэгговских средах.

Уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств системы, и с учетом калибровки можно записать как:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial x^2} - \frac{n^2(x)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_k - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \vec{P}_k}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Здесь вектор  $\vec{A}_k = (0, 0, A_k(x, t))$ , который соответствует электромагнитному полю в k-м слое состоящем из УНТ,  $\vec{j}_k$  - ток текущий в k-м слое.  $n(x)$  задает пространственное изменение показателя преломления, т.е. брэгговскую решетку, а  $\vec{P}_k$  - поляризация индуцированная в k-м слое электромагнитным полем и токами соседних нанотрубок. Отметим, что далее мы примем самую простую модель в которой  $\vec{P}_k = \alpha(\vec{E}_{k-1} + \vec{E}_{k+1})$ , где  $\alpha$  - коэффициент связи, а  $\vec{E}_{k\pm 1}$  - величины электрического поля.

Запишем выражение для плотности тока:

$$j_k = -en_0 \sum_l D_l \sin\left(\frac{le}{c} A_k(t)\right)$$

$$D_l = \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp_z B_{ls} \cos(lp_z) \frac{\exp(-\varepsilon_s(p_z)/k_B T)}{1 + \exp(-\varepsilon_s(p_z)/k_B T)}$$
(7)

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $B_{ls}$  – коэффициенты разложения скорости носителей заряда в ряд Фурье:

$$v_s(p) = \sum_l B_{ls} \sin(lp_z)$$

$$B_{ls} = \frac{1}{2\pi} \sum_p v_s(p) \sin(lp)$$

Учитывая все вышесказанное уравнение (6) после обезразмеривания может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 R_k}{\partial x'^2} - \frac{n^2(x)}{c^2} \frac{\partial^2 R_k}{\partial t'^2} - \text{sgn}(D_1) \sin(R_k) - \sum_{l=2}^{\infty} \left( \frac{D_l}{|D_1|} \sin(lR_k) \right) + \frac{4\pi\alpha}{c} \frac{\partial^2 (R_{k-1} + R_{k+1})}{\partial t'^2} = 0$$

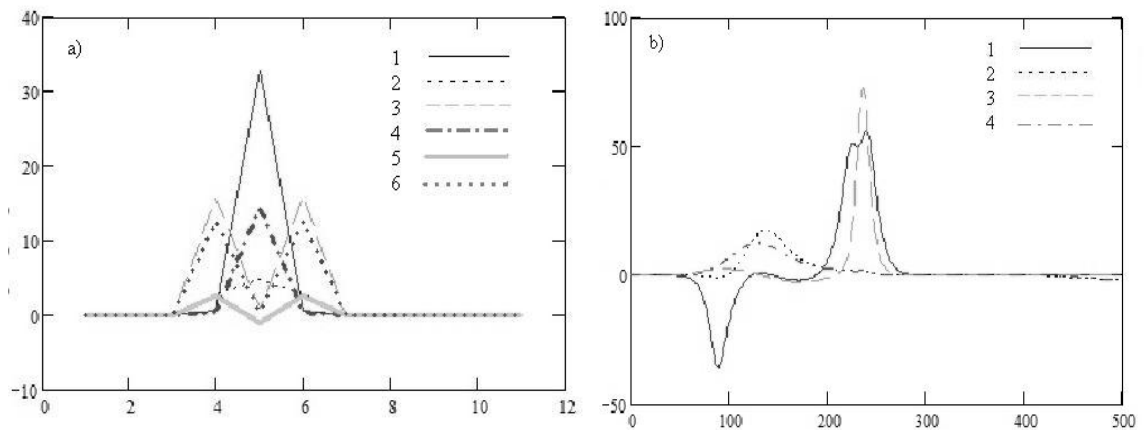
$$R_k = \frac{eA_k}{c}; x' = x \frac{2e}{c} \sqrt{\pi n_0 |D_1|}; t' = t \frac{2e}{c} \sqrt{\pi n_0 |D_1|};$$
(8)

Начальные условия на вектор-потенциал задавались как:

$$A_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\beta(N - N_c)^2\right\},$$

$$\left.\frac{dA}{dt}\right|_{t=0} = \frac{2vx}{\gamma^2} A_0 \exp\left\{-\frac{(x - vt)^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\beta(N - N_c)^2\right\}$$
(9)

где  $N_c$  – номер центрального волновода ( $N_c=6$ ),  $\beta$  – параметр, определяющий ширину импульса,  $N$  – номер волновода,  $t_0$  – начальный момент времени.



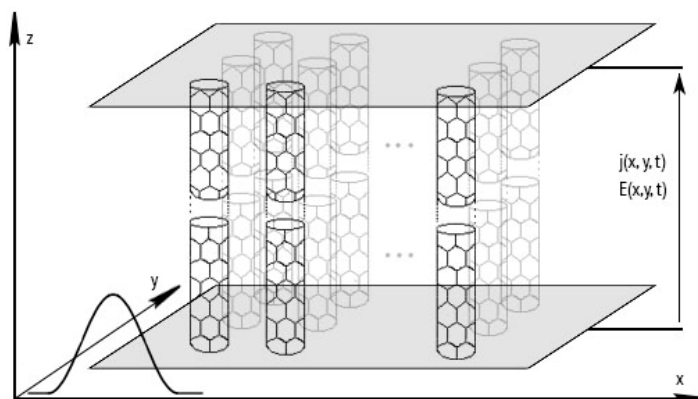
**Рис. 5.** Зависимость электрического поля, определяемого потенциалом от номера волновода (рис. а). По оси абсцисс номер волновода  $N$ , по оси ординат обезразмеренная величина

электрического поля. В присутствии брэгговской решетки в моменты времени  $t = 2.5$  пкс (1а),  $t = 2$  пкс (2а),  $t = 1.3$  пкс (3а); и без решетки в моменты времени  $t = 2.5$  пкс (4а),  $t = 2$  пкс (5а),  $t = 1.3$  пкс (6а). Зависимость изменения электрического поля от времени (рис. б). По оси абсцисс обезразмеренное время, по оси ординат обезразмеренная величина электрического поля. В присутствии брэгговской решетки с номерами волноводов  $N = 5$  (1б),  $N = 6$  (2б); и без решетки с номерами волноводов  $N = 5$  (3б),  $N = 6$  (4б).

Из приведенного рисунка 5 видно, что импульсы в системе с периодически изменяющимся показателем преломления замедляются, как того и требует теория, и одновременно происходит обмен энергией между разными слоями УНТ. Отметим, что энергия (пропорциональная квадрату амплитуда электрического поля представленного на рисунке) частично «перекачивается» из центрального слоя УНТ в соседние и назад. Такой обмен энергией характерен для дискретных солитонов.

Импульс на центральном волноводе практически не меняет своей формы в зависимости от начальной ширины импульса в отличие от импульсов в соседних волноводах. На боковых волноводах импульс имеет ту же форму, что и центральный, только уменьшенной амплитуды. Меняя первоначальную ширину центрального импульса, мы можем управлять амплитудой электромагнитного поля на соседних волноводах. Причем, чем шире подаваемый на систему УНТ импульс, тем больше амплитуда соседних с центральным импульсов. Это в свою очередь, дает возможность управлять формой предельно короткого импульса при помощи изменения количества слоев УНТ и расстояния между слоями, которое определяет коэффициент связи.

Основные уравнения и их решения, описывающие распространение двумерных предельно коротких оптических импульсов (световых пульт) в среде с переменным показателем преломления с углеродными нанотрубками показаны в главе 2.

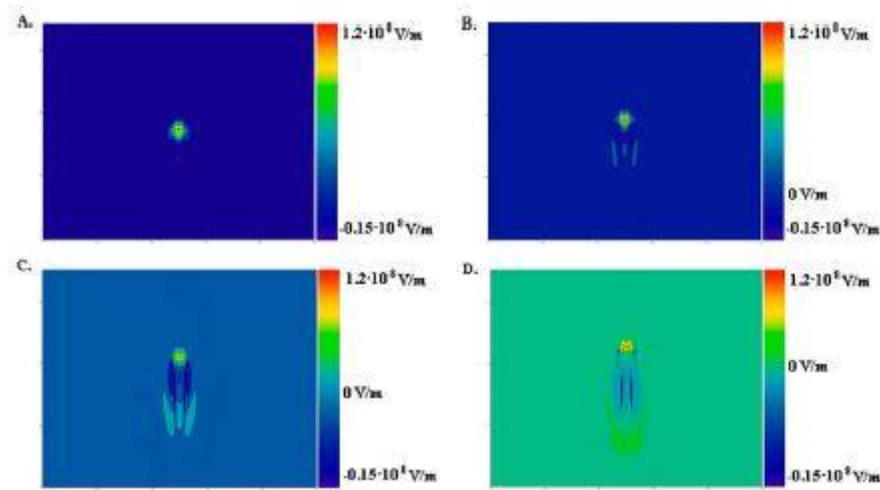


**Рис. 6.** Геометрия задачи, где  $j(x,y,t)$  – ток, вдоль оси УНТ,  $E(x,y,t)$  – электрическое поле импульса.

Начальные условия на вектор-потенциал задавались как:

$$A(x, y, t = 0) = A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\beta(y - y_0)^2\right\},$$

$$\left.\frac{dA_z}{dt}\right|_{t=0} = \frac{2vx}{\gamma^2} A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\beta(y - y_0)^2\right\} \quad (10)$$



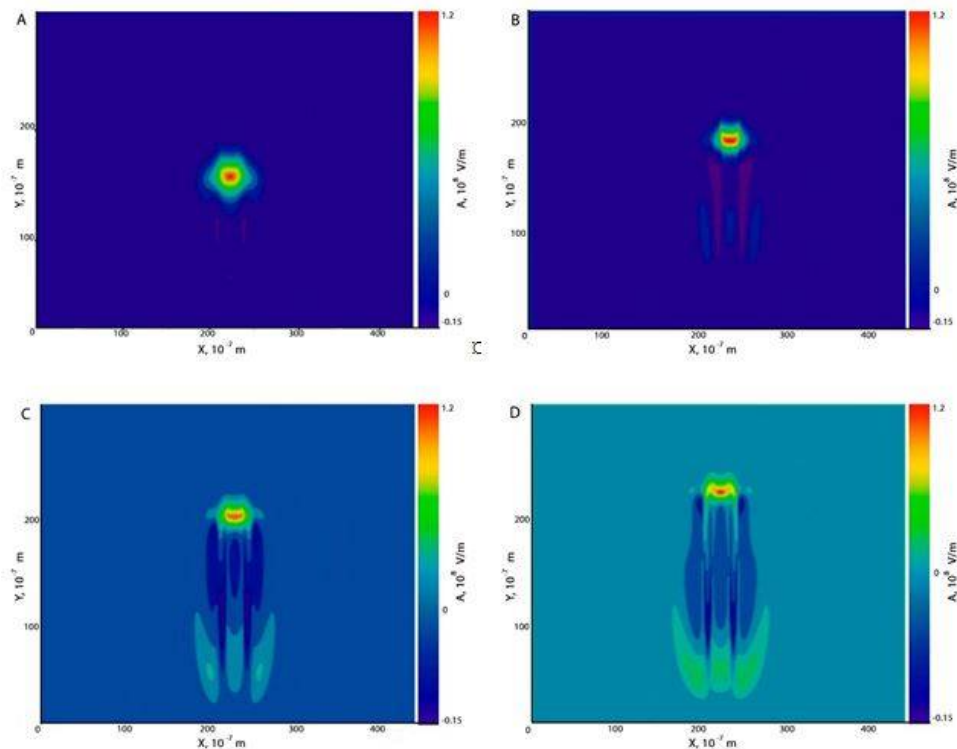
**Рис. 7.** Распространение световой пули в брэгговской среде с углеродными нанотрубками в фиксированный момент времени а)  $t=T_0$ , б)  $t=2T_0$ , в)  $t=3T_0$ , г)  $t=4T_0$ , где  $T_0=2.5 \cdot 10^{-12}$  с – начальный период световой пули. Значения напряженности поля показаны на цветовой шкале, максимальные значения соответствуют красной области, а минимальные – фиолетовой.

Как видно из эволюции распространения двумерных предельно коротких оптических импульсов (рис. 7), он несколько изменяет свою конфигурацию, имеет место эффект расплывания формы с течением времени, вследствие дисперсионных эффектов.

Решение для двумерной световой пули в брэгговской среде остается локализованным, но меняет, вследствие поперечной дисперсии, свою пространственную структуру. Совместное действие эффектов расплывания импульса вследствие дисперсии и нелинейности приводят к образованию многопиковой поперечной структуры, которая тем не менее остается локализованной в ограниченной пространственной области.

**В пятой главе «Двумерные световые пули в среде с поперечно модулированным показателем преломления»** содержатся результаты исследований распространения световых пуль в брэгговских системах с различными пространственно модулированными показателями преломления.

Показатель преломления среды моделировался как:  
 $n(x) = n_0(1 + \alpha \cos(2\pi x/\chi))(1 + \Delta^2(y - y_0)^2)$ , где  $\alpha$  – глубина модуляции брэгговской решетки,  $\chi$ ,  $\Delta$  – периоды решетки в соответственном направлении.

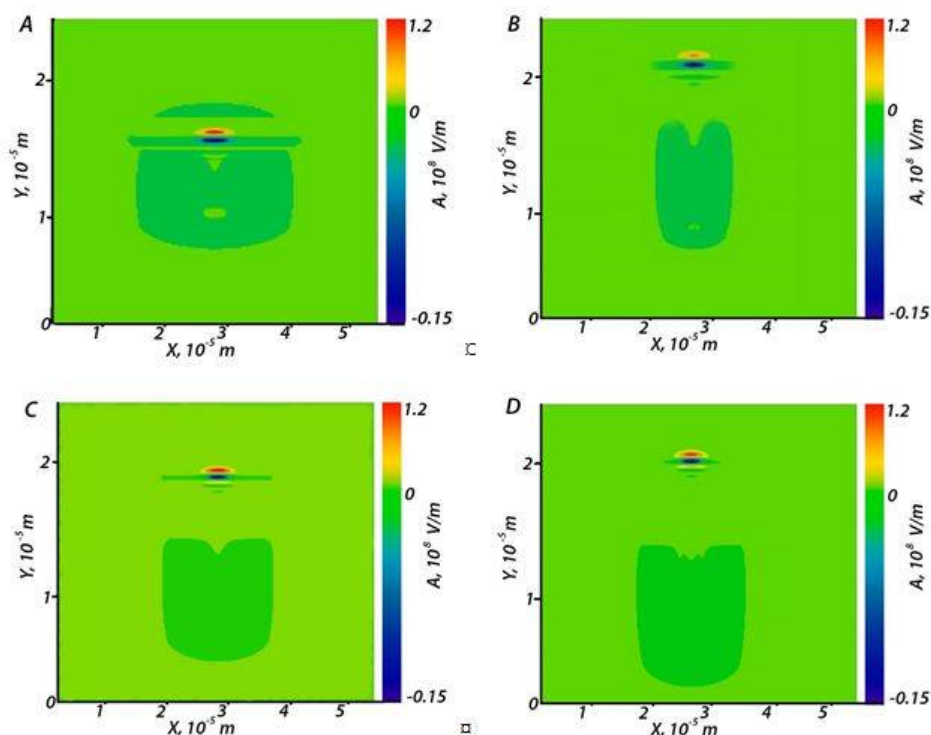


**Рис. 8.** Распространение световой пули в брэгговской среде с поперечной модуляцией (период решетки  $\chi = 2.5$  мкм) с углеродными нанотрубками в фиксированный момент времени а)  $T = 2,5$  пкс, б)  $2T$ , в)  $3T$ , г)  $4T$ . По осям отложены относительные единицы координат и электрического поля.

Показатель преломления среды при гармонической модуляции:  
 $n(x) = n_0(1 + \alpha \cos(2\pi x/\chi) \sin((y - y_0)^2 \Delta^2))$ .

Как видно из полученных зависимостей (рис. 9) световая пуля в брэгговской среде с поперечной модуляцией показателя преломления не испытывает уширения, но возникают электрические колебания в среде после ее прохождения. Мы связываем это с отсутствием баланса между дисперсией среды и нелинейностью среды (в противоположность случаю солитонов) благодаря чему форма световой пули изменяется. Отметим также, что несмотря на изменение формы энергия световой пули остается сосредоточенной в ограниченной области. Вследствие модуляции показателя преломления в поперечном к оси распространения направлении удалось снизить расплывание в данном направлении, вследствие дисперсии. Совместное действие эффектов расплывания импульса вследствие дисперсии и нелинейности приводят к

образованию многопиковой поперечной структуры, которая тем не менее остается локализованной в ограниченной пространственной области.



**Рис. 9.** Распространение световой пули в брэгговской среде с гармонической модуляцией (период решетки  $\chi = 2.5$  мкм) с углеродными нанотрубками в фиксированный момент времени а)  $T = 2.5$  пкс, б)  $2T$ , в)  $3T$ , г)  $4T$ . По осям отложены относительные единицы координат и электрического поля.

**В заключении** перечислены наиболее важные результаты и выводы диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Распространение предельно короткого оптического импульса устойчиво в брэгговской среде с углеродными нанотрубками, с искажением его формы. Установлено, что период решетки и глубина модуляции показателя преломления влияет на скорость распространения предельно короткого импульса и его форму.

2. При увеличении скорости импульсов, уменьшается величина их пространственной локализации, а также время столкновения, это приводит к тому, что импульсы сталкиваются упругим образом, хотя и с значительным изменением формы вследствие взаимодействия с брэгговской решеткой.

3. Распространение предельно короткого оптического импульса устойчиво в брэгговской среде в присутствии внешнего магнитного и электрического поля. Наличие электрического поля оказывает

стабилизирующее действие и сужает импульс переменного электромагнитного поля по сравнению со случаем отсутствия постоянного поля.

4. Установлено, что распространение дискретных солитонов и двумерных световых пуль стабильно в брэгговской среде с углеродными нанотрубками. Показано существование возможности контролировать скорость распространения световых пуль, изменяя параметры брэгговской решетки.

5. Динамика световых пуль в среде с дополнительной поперечной и гармонической модуляцией показателя преломления, схожа с брэгговской, однако возникают электрические колебания в среде после ее прохождения сквозь решетку.

### **Список цитированной литературы**

1. Bastard, G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures / G. Bastard. – Les Ulis: Les Editions de Physique. – 1988. – 360 p.
2. Pilus, G. Superlattices and other heterostructures: symmetry and optical phenomena. Springer Series in Solid State Sciences / G. Pilus, E. Ivchenko // Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag. – 1997. – V.110. – 372 p.
3. Kurizki, G. Optical solitons in periodic media with resonant and offresonant nonlinearities / G. Kurizki, A. Kozhekin, T. Opatrny, B. Malomed // Progress in Optics, ed by E. Wolf. – North-Holland: Elsevier. – 2001. – V.42. – P.93-146.
4. Галкина, Е.Н. Распространение предельно коротких импульсов в углеродных нанотрубках в присутствии магнитного поля / Е. Н. Галкина, М. Б. Белоненко // Известия РАН. Серия физическая. - 2011. -Т. 75, вып. 12. - С. 1727.
5. Белоненко, М.Б. Столкновение предельно коротких оптических импульсов в полупроводниковых углеродных нанотрубках / М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.Н. Галкина, М.М. Шакирзянов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2011. – Т.1, № 1. – С. 70.
6. Belonenko, M.B. Extremely Short Electromagnetic Pulses in an Array of Carbon Nanotubes with a Longitudinal Field Inhomogeneity / M.B. Belonenko, E.G. Fedorov // Phys. Solid State. – 2013 – V. 55, № 6. – P. 1333.
7. Belonenko, M. B. Solitons in a System of Coupled Graphene Waveguides / M. B. Belonenko, N. G. Lebedev, N. N. Yanyushkina // Physics of the Solid State. — 2012. — V. 54, № 1. — P. 174.
8. Yanyushkina, N. N. Effect of the Intrinsic Nonlinearity on the Propagation of Ultrashort Optical Pulses in Carbon Nanotubes in Dispersive Nonmagnetic



- Dielectric Media / N. N. Yanyushkina, M. B. Belonenko // Technical Physics. — 2013. — V. 58, № 4. — P. 621.
9. Hill, K.O. Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication / Y. Fujii, D.C. Johnson, B.S. Kawasaki // Appl. Phys. Lett. — 1978. — V. 32. — P.647.
  10. Eggleton, B.J. Bragg grating solitons / R.R. Slusher, C.M. de Sterke et al. // Phys. Rev. Lett. — 1996. — V.76. — P.1627.
  11. de Sterke, C.M. Nonlinear Gratings / N.G.R. Broderick, B.J. Eggleton, M.J. Steel // Opt. Fiber Technol. — 1996. — V.2. — P.253.
  12. Харрис, П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века / П. Харрис. — М.: Техносфера. — 2003. — 336 с.

### СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Белоненко, М.Б. Предельно короткие импульсы в Брэгговской среде с углеродными нанотрубками / М.Б. Белоненко, **Ю.В. Невзорова**, Е.Н. Галкина // Известия РАН. Серия физическая. — 2014. — Т.78, №12. — с.1619.
2. Zhukov, A.V. Two-dimensional extremely short electromagnetic pulses in a Bragg medium with carbon nanotubes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, M.B. Belonenko, N.N. Konobeeva, **Yu.V. Nevzorova**, T.F. George // The European Physical Journal D. — 2015. — V.69 — P. 129.
3. Belonenko, M.B. Discrete solitons in Bragg environment with carbon nanotubes / M.B. Belonenko, **Yu.V. Nevzorova**, E.N. Galkina // Modern Physics Letters B. — 2015. — V. 29, No 11. — P. 1550041.
4. Belonenko, M.B. Few cycle pulses in the Bragg medium containing carbon nanotubes / M.B. Belonenko, **Yu.V. Nevzorova**, E.N. Galkina // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. — 2014. — V.5, No 5. — P.644.